



TITLE:

Si-MOS二次元電子系の $v < 1$ 領域の  
局在現象(修士論文(1994年度))

AUTHOR(S):

篠原, 克徳

---

CITATION:

篠原, 克徳. Si-MOS二次元電子系の $v < 1$ 領域の局在現象(修士論文(1994年度)). 物性研究 1995, 64(1): 99-106

ISSUE DATE:

1995-04-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/95531>

RIGHT:

## 修士論文 (1994年度)

### Si-MOS二次元電子系の $\nu < 1$ 領域の局在現象

学習院大学 理学部 篠原克徳

我々は強磁場 ( $< 15.6$  T)、極低温 ( $60$  mK  $\sim 1.1$  K) 中のSi-MOSFET二次元電子系で、低電子濃度領域での金属-絶縁体転移について研究した。ランダウ準位の充填率  $\nu$  が1以下の絶縁体領域で対角抵抗は活性化型の温度変化を示す。活性化エネルギーはランダウ準位の充填率の増加に伴い減少し、あるランダウ準位の充填率でゼロになる(金属-絶縁体転移点)。また、この絶縁体領域での電流-電圧特性は非線形性を示し、ある臨界電場で急激に電流が流れ出す。これは、電場による金属-絶縁体転移と考えられる。活性化エネルギーと臨界電場はランダウ準位の充填率の関数として表せ、これよりアンダーソン局在モデルの局在領域における局在長を求めることができる。ピーク移動度が大きく異なる試料で測定した結果、臨界指数は試料によって異なること、移動度端のランダウ準位の充填率  $\nu_c$  は0.5より大きく、移動度の減少とともに高い充填率に移動することがわかった。

#### 1. 序論

不規則ポテンシャルによる局在の問題で、二次元系は臨界的な次元であり、長年興味の対象となってきた。

Abrahams, Anderson, Licciardello, and Ramakrishnan のスケーリング理論によると、ゼロ磁場では不規則ポテンシャルの強弱に関わらず、すべての状態は局在状態になり非局在状態は存在しない。[1] 他方、強磁場下の二次元電子系で観測される量子ホール効果は、非局在状態の存在なしには説明ができない。理論的には、強磁場極限で一つのランダウ準位を考えた時、ランダウ準位の中心付近には必ず非局在状態が存在し、その非局在状態の上下の端が局在状態となることが証明されている。[2, 3, 4]

局在の強さは不規則ポテンシャルにより散乱された電子の干渉によってできた波動関数の広がり(局在長)によって特徴づけられる。

安藤と青木は有限サイズスケーリング法により量子ホール効果での局在長の振る舞いを調べ、局在長はランダウ準位の中央に近づくに伴い発散し、ランダウ準位の中央付近でエネルギーの関数として  $\xi(\epsilon) \propto |\epsilon - \epsilon_0|^{-s}$  の様に表せることを示した。ここで  $\epsilon_0$  はランダウ準位の中央のエネルギーである。さらに、発散の程度を表す臨界指数  $s$  は  $N=0$  の最低ランダウ準位で約2となることを導いた。[5] また最近、Huckestein and Kramer はさらに精度をあげた計算を行い、短距離ポテンシャル中での最低ランダウ準位の臨界指数  $s = 2.34 \pm 0.04$  を導いた。[6]

この臨界指数がランダウ準位、試料サイズ、不規則性の違いに対して、どの程度普遍的

なものなのかは大変興味深く、理論、実験さまざまな方法で研究されているが、いまだ明確な結論は得られていない。

本論文では、ランダウ準位の充填率が1以下の絶縁体領域中の活性化エネルギーと臨界電場を測定することにより局在長を求め、その振る舞いを調べた結果について報告する。さらに、移動度が大きく異なる試料について同様の測定を行った結果を比較することにより、不規則ポテンシャルと電子間クーロン相互作用の影響についても議論する。

## 2. 測定

測定に用いた試料は異なるウェハーからとった二つのホールバー型Si-MOSFET 試料で、ピーク移動度は温度 60 mK で、 $\mu_{peak} = 2.7 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$  (試料 1)、 $0.9 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$  (試料 2) である。試料の大きさと測定プローブの長さ、 $\text{SiO}_2$  酸化膜の厚さは、試料 1 が  $3.0 \times 0.3 \text{ mm}^2$ 、1.5 mm、101 nm、試料 2 が  $0.6 \times 0.1 \text{ mm}^2$ 、0.4 mm、185 nm である。

実験は、400  $\mu\text{W}$  希釈冷凍機と 15.6 T 超伝導電磁石を用いて行った。試料と希釈冷凍機混合器は銀棒により熱接触されており、試料の最低到達温度は 20 mK である。抵抗測定は四端子測定で、1 M $\Omega$  以下の抵抗ではロックインアンプ (PAR社 Model 124A) を用いた交流測定 (周波数 19 Hz)、1 M $\Omega$  以上の抵抗では入力抵抗  $10^{14} \Omega$  以上の KEITHLEY Model 236 Source Measure Units による直流測定で行った。また、臨界電場以外の抵抗測定では、電流-電圧特性が線形な原点近傍領域で測定を行った。

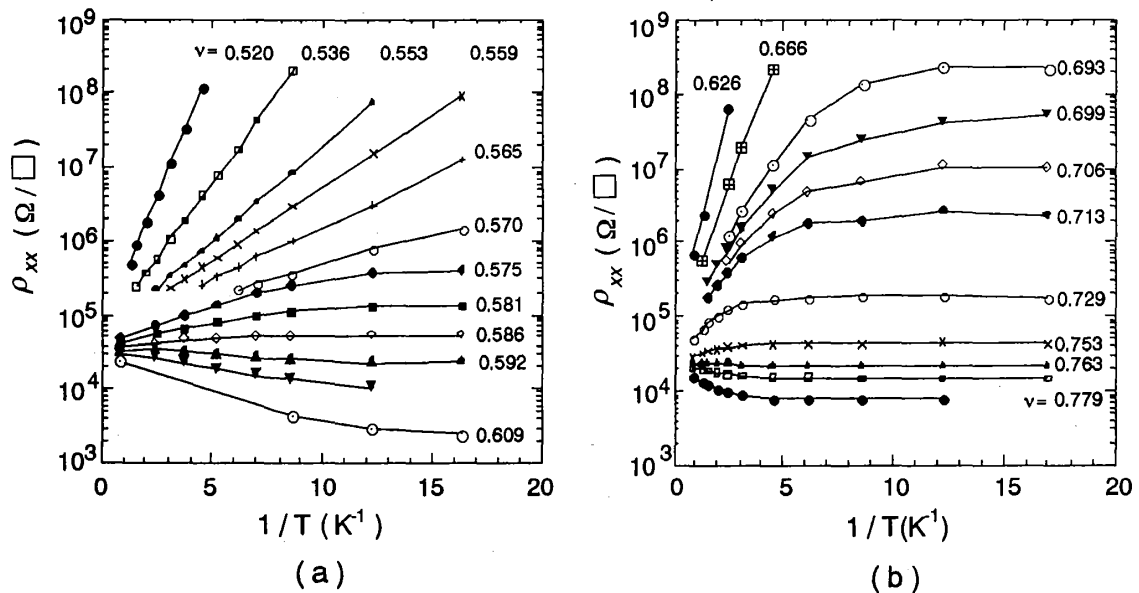


図 1. 磁場 15.6 T でランダウ準位の充填率を変化させたときの温度の逆数に対する対角抵抗率の変化。  
(a)は試料 1、(b)は試料 2。

### a. 活性化エネルギー

図 1 は、ランダウ準位の充填率を変化させて、磁場 15.6 T で温度の逆数に対する対角抵抗率の変化を測定した結果である。(a) は高移動度試料 (試料 1) の結果で、ランダウ準位の充填率  $\nu = 0.586$  付近を境にして、 $dR/dT > 0$  の金属的振る舞いから  $dR/dT < 0$  の絶縁体的振る舞いになっている。また、絶縁体領域では、1.1 K から 60 mK までの測定範囲内で、温度の逆数に対して対角抵抗率の対数が  $G\Omega$  の抵抗まで直線にのっている。つまり、 $R \propto \exp(\varepsilon_a/T)$  で表わされる活性化型電気伝導を示している。他方、(b) は低移動度試料 (試料 2) の結果で、 $\nu = 0.755$  付近を境にして、金属-絶縁体転移が起こっている。絶縁体領域では、1.1 K から 500 mK の温度領域で  $R \propto \exp(\varepsilon_a/T)$  の活性化型電気伝導を示している。また、500 mK 以下の温度領域では、活性化型電気伝導からはずれ、ホッピングによる伝導が現れている。

両方の試料ともに、活性化型電気伝導を示す範囲で図 1 の直線の傾きから活性化エネルギー  $\varepsilon_a$  を求めることができる。

図 2 は、この活性化エネルギーとランダウ準位の充填率の関係を表したものである。試料 1 では、磁場を 15.5, 11.9, 9.1, 6.6 T と変化させて測定した結果を示す。また試料 2 では、磁場 15.6, 13.0, 10.4 T と変えて同様の測定を行った結果を示す。ランダウ準位の充填率の減少に伴い、活性化エネルギーは線形に増大する。また、磁場が低いほど活性化エネルギーがゼロになるランダウ準位の充填率  $\nu_c$  が大きくなる。さらに、同一磁場では低移動度試料 (試料 2) の方が高移動度試料 (試料 1) より  $\nu_c$  が大きいことがわかる。

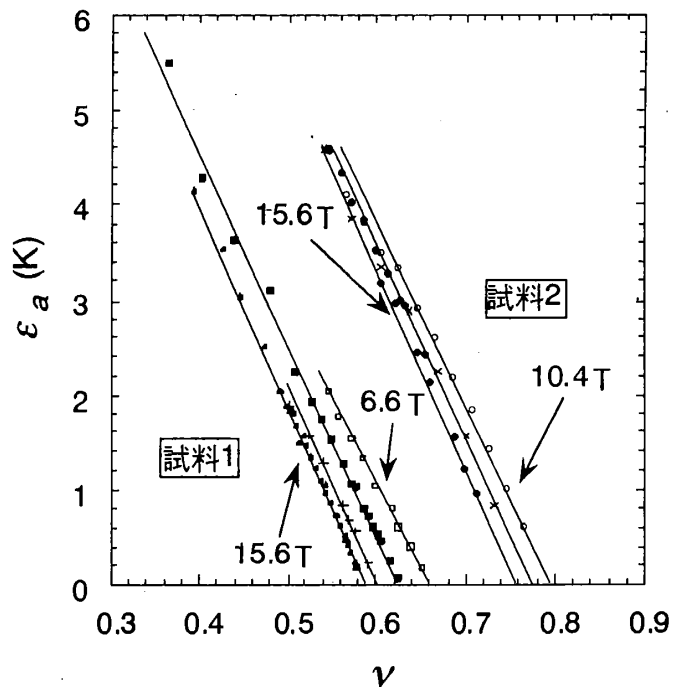


図 2. ランドウ準位の充填率に対する活性化エネルギーの変化。磁場を試料 1 で 15.6 T, 11.9 T, 9.1 T, 6.6 T, 試料 2 で 15.6 T, 13.0 T, 10.4 T と変えて測定した。

### b. 臨界電場

絶縁体領域において電流-電圧特性の測定を行うと、試料 1、試料 2 ともにオームの法則に従わない非線形特性が現れる。図 3 は、試料 2 で磁場 15.6 T、温度 60 mK でランダウ準位の充填率を変えて電流-電圧特性を測定した結果である。

電圧を大きくしていくと、ある電圧で急激に電流が流れ始める。

これより、図3挿入図の様に臨界電圧  $V_c$  を決めることができる。

ランダウ準位の充填率が大きくなると臨界電圧は小さくなり、ある  $\nu_c$  で臨界電圧はゼロになる。

### 3. 議論

図4は試料2で、磁場15.6 Tで測定したランダウ準位の充填率  $\nu$  に対する活性化エネルギーと臨界電場の変化である。この図から、活性化エネルギーがゼロになるランダウ準位の充填率  $\nu$  と臨界電場がゼロになる  $\nu_c$  がほぼ等しいことがわかる。そこで、活性化エネルギーがゼロになるランダウ準位の充填率を  $\nu_c$  (臨界ランダウ準位の充填率) とすると、活性化エネルギー  $\varepsilon_a$  と臨界電場  $E_c$  はランダウ準位の充填率の関数として次のように表せる。

$$\varepsilon_a \propto |\nu - \nu_c| \quad \cdots (1)$$

$$E_c \propto |\nu - \nu_c|^t \quad \cdots (2)$$

ここで  $t$  は任意変数である。

実験で求められる活性化エネルギーは、電子が局在状態の中にあるフェルミ準位から非局在状態に熱励起されるのに必要なエネルギーと考えられる。つまり、フェルミ準位と移動度端のエネルギー差として与えられる。他方、試料の長さ方向に電場  $E$  を加えていく

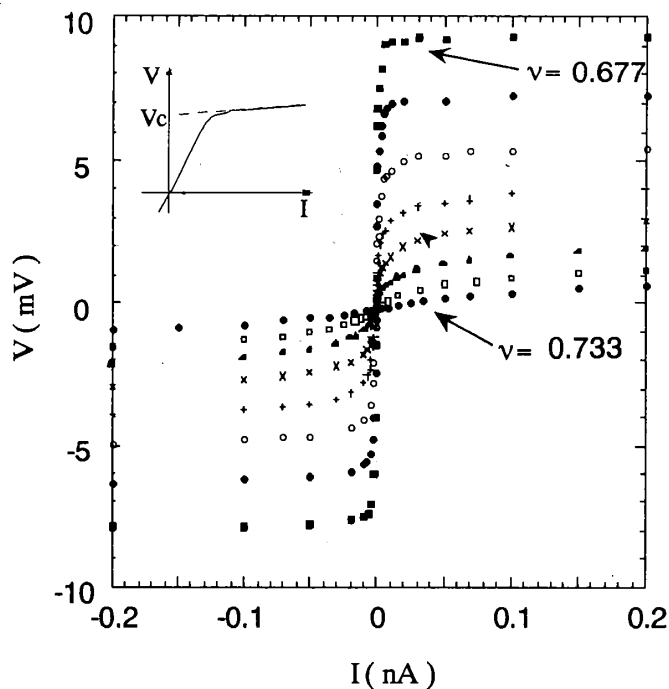


図3. 試料2の温度60 mK、磁場13.0 Tでの絶縁体相の電流-電圧特性。試料1も同様の特性を示す。臨界電圧は挿入図のようにして決めた。

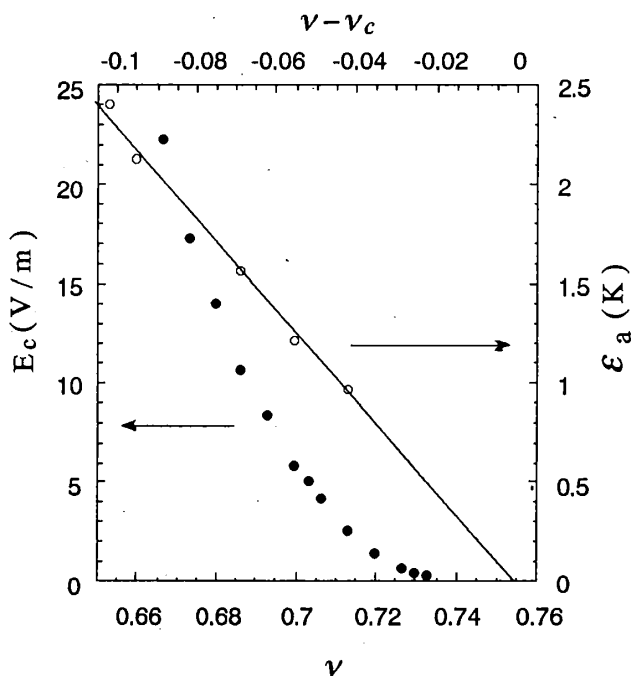


図4. 試料2の磁場15.6 Tでのランダウ準位の充填率に対する活性化エネルギーと臨界電場の関係。実線は活性化エネルギーの近似直線。

ことにより試料内の不規則ポテンシャルは電場方向に傾く。その結果生じた局在状態の拡がりの両端間のポテンシャルエネルギー差は、ほぼ  $eE_c \xi$  と表される。ここで、 $\xi$  は電子の波動関数の拡がりの程度（局在長）である。このポテンシャルエネルギー差がフェルミ準位と移動度端のエネルギー差程度になったとき、局在状態の電子は非局在状態に遷移することができ、急激に電流が流れ始めると考える。この模型により、活性化エネルギーと臨界電場の関係は次の様に表すことができる。

$$\varepsilon_a \approx eE_c \xi \quad \cdots (3)$$

式 (3) に図 4 の測定結果を代入すると、局在長をランダウ準位の充填率の関数として次のように表すことができる。

$$\xi(\nu) \approx \frac{\varepsilon_a(\nu)}{eE_c(\nu)} \propto \frac{|\nu - \nu_c|}{|\nu - \nu_c|^t} = |\nu - \nu_c|^{1-t} \quad \cdots (4)$$

となる。よって式 (4) から、局在長の臨界指数  $s = t - 1$  を実験から決めることができる。

図 5 は活性化エネルギーと臨界電場から求めたランダウ準位の充填率と局在長の関係である。局在長はランダウ準位の基底サイクロトロン軌道半径で規格化してある。図より局在長は移動度端に近づくにつれて発散することがわかる。

この結果は安藤と青木の理論 [5] と矛盾していない。また、低移動度試料の方が高移動度試料より局在長が長いことがわかる。

臨界指数については、高移動度試料（試料 1）では磁場 15.6 T で  $s = 1.4$  である。低移動度試料（試料 2）では磁場 15.6 T で  $s = 2.01$ 、13.0 T で  $s = 1.63$ 、10.4 T で  $s = 1.54$  である。磁場及び試料に対して臨界指数が異

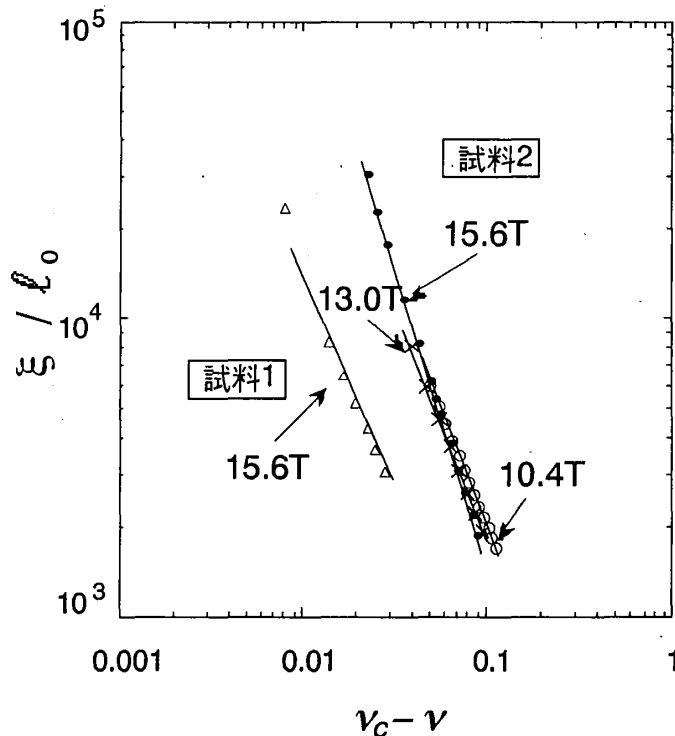


図 5. ランダウ準位の充填率に対する局在長の変化を表す。局在長の臨界指数は、試料 1 では磁場 15.6 T で 1.4、試料 2 では磁場 15.6 T で 2.0、13.0 T で 1.63、10.4 T で 1.54 である。

なる結果が得られた。

Dolgoplovらは、電子移動度が  $\mu_{peak} = 3.0 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$  の高移動度Si-MOSFETを使用して、電子濃度一定で磁場を変化させたときの臨界電場と活性化エネルギーを測定し、 $s = 1.07$  ( $N_s = 1.86 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ )、 $s = 1.20$  ( $N_s = 1.25 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ )を得ている。[7]

我々の測定結果と Dolgoplov らの結果を合わせて考えると、低移動度試料で磁場がもっとも大きいときの臨界指数が有限サイズスケーリングによる計算結果に近い値となっていることが判る。そして、試料の電子移動度が高くなるほど臨界指数が小さくなっている。このような臨界指数の電子移動度依存性は、不規則ポテンシャルに加えて、電子間クーロン相互作用の影響が、電子移動度が高い試料ではより大きく現れていることを示していると考えられる。

	臨界指数 $s$	臨界ランダウ準位充填率 $\nu_c$	$\nu_c$ での移動度 $\mu \text{ (m}^2/\text{Vs)}$	$\nu_c$ での準位幅 $\Gamma_{SCBA} \text{ (K)}$	$\nu_c$ でのクーロンポテンシャル $U \text{ (K)}$	$\nu_c$ での $\omega_c \tau$
試料 2 (15.6T)	$2.01 \pm 0.30$	$0.755 \pm 0.004$	0.747	25.8	205.3	11.7
試料 2 (13.0T)	$1.63 \pm 0.15$	$0.773 \pm 0.003$	0.646	25.3	189.6	8.4
試料 2 (10.4T)	$1.54 \pm 0.10$	$0.794 \pm 0.003$	0.457	26.9	171.8	4.8
試料 1 (15.6T)	$1.4 \pm 0.3$	$0.586 \pm 0.002$	2.468	14.1	181.9	38.3
試料 1 (11.9T)		0.606	2.178	13.0	161.0	25.3
試料 1 (9.1T)		0.627	1.875	12.4	144.3	17.0
試料 1 (6.6T)		0.662	1.289	12.5	126.3	8.2

表 1. 各試料と磁場での臨界指数と臨界ランダウ準位の充填率及び、臨界ランダウ準位の充填率での移動度、ランダウ準位幅、クーロンポテンシャル、 $\omega_c \tau$  の値を表す。臨界指数を求めたもの以外は誤差記述は省略してある。移動度はゼロ磁場での移動度を示す。ランダウ準位の準位幅はセルフ-コンシステントボルン近似による準位幅である。クーロンポテンシャルは簡単に 2 電子モデルによるものである。ランダウ準位の分離の程度はゼロ磁場での散乱緩和時間  $\tau = m^* \mu / e$  とサイクロトロン周波数  $\omega_c = eB / m^*$  の積  $\omega_c \tau$  により特徴づけられる。

表 1 にそれぞれの試料と磁場で、実験から求めた臨界指数  $s$  と臨界ランダウ準位充填率  $\nu_c$ 、臨界ランダウ準位充填率での移動度  $\mu = e\tau / m^*$ 、セルフ-コンシステントボルン近似によるランダウ準位幅  $\Gamma_{SCBA} = \{(2/\pi)(\hbar\omega_c)(\hbar/\tau)\}^{1/2}$ 、電子間クーロンポテンシャル  $U = (e^2/4\pi\epsilon_0\kappa)(\pi N_s)^{1/2}$ 、及び  $\omega_c \tau$  の値を示す。

低電子移動度試料は高移動度試料に比べてより不規則ポテンシャルの影響が強く、また磁場が最も大きいときにランダウ準位が最も良く分離しているので、低移動度試料、磁場

15.6 Tでの臨界指数が強磁場極限に近い条件で、不規則ポテンシャルによる局在の臨界指数を最もよく表しているであろう。この事は有限サイズスケーリング法の結果と近い値を示していることからわかる。磁場が小さくなるとランダウ準位の分離は悪くなり、ランダウ準位間の相互作用が問題になってくる。このときの臨界指数がどのようなになるかは難しい問題である。

臨界指数について詳細な議論を行うためには、今後、試料1と2の中間の電子移動度の試料での測定、及び試料長依存性の測定の必要がある。

他方、臨界ランダウ準位の充填率  $\nu_c$  は0.5より大きく、磁場の減少に伴い、より増大している。さらに、同一磁場では低移動度試料の方が、高移動度試料より  $\nu_c$  は大きくなっている。低移動度試料では、測定できる最大磁場 15.6 Tにおいても、 $\nu = 1$  で対角伝導率はゼロにならなかった。このことは、低移動度試料では不規則ポテンシャルの効果が大きいためランダウ準位の分離が悪いことを示している。

図6は、移動度の逆数に対する臨界ランダウ準位の充填率の変化である。移動度の減少に伴い、臨界ランダウ準位の充填率は増大している。このことは、不規則ポテンシャルの増加により非局在状態のエネルギーが高エネルギー側に移動していくことを表している。この結果は、不規則ポテンシャルの増大に伴うランダウ準位間の混合を考慮に入れて非局在状態のエネルギーを計算した安藤の結果[8, 9]及び、不規則ポテンシャルと移動度端の関係を示す他の実験結果[10, 11]と矛盾していない。

#### 4. 結論

ランダウ準位の充填率が1以下の絶縁体領域で測定した電気伝導の活性化エネルギーと電流-電圧特性に現れる臨界電場は、高移動度試料と低移動度試料とともに同様の特性を示し、定性的な違いは見られなかった。このことは、今回使用した高移動度試料においても、不規則ポテンシャルの効果が現象を支配していることを示している。

また、活性化エネルギーと臨界電場の測定結果から、局在長とその臨界指数を求めた。局在長は移動度端で発散し、この結果はアンダーソン局在によるモデルに矛盾しない。実

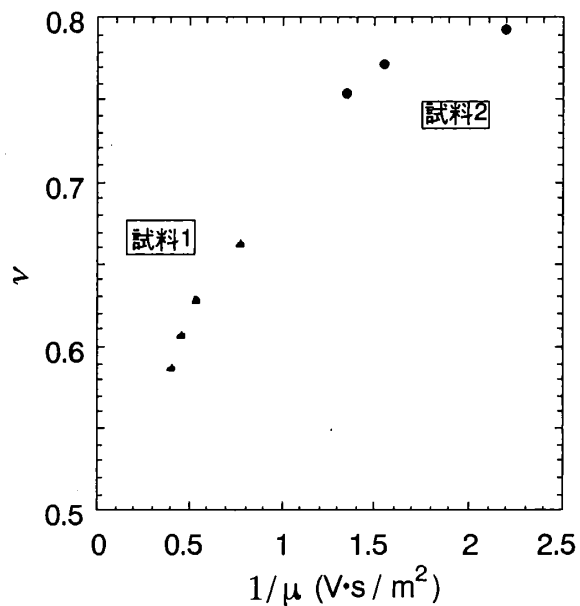


図6. 移動度の逆数に対する臨界ランダウ準位の充填率の変化



験で求めた局在長は、低移動度試料の方が高移動度試料より長い。また、臨界指数は試料と磁場により異なる結果になった。このことは Ando and Aoki [5] 及び、Huckestein and Kramer [6] の理論の結果と異なる。現在の理論は電子間クーロン相互作用の効果を考慮していない。不規則ポテンシャルと電子間クーロン相互作用の両方の効果を考慮にいたした理論的研究が求められる。

### 参考文献

- [1] E.Abrahams,P.W.Anderson,D.C.Licciardello,and T.V.Ramakrishnan,  
Phys.Rev.Lett.**42**,673 (1979).
- [2] T.Ando,Y.Matsumoto,and Y.Uemura,J.Phys.Soc.Jpn.**39**,279 (1975).
- [3] H.Aoki,and T.Ando,Solid State Commun.**38**,1079 (1981).
- [4] R.B Laughlin,Phys.Rev.**B23**,5632 (1981).
- [5] T.Ando,and H.Aoki,J.Phys.Soc.Jpn.**54**,2238 (1985).
- [6] B.Huckestein,and B.Kramer,Phys.Rev.Lett.**64**,1437 (1990).
- [7] V.T.Dolgoplov, G.V.Kravchenko, A.A.Shashkin,and S.V.Kravchenko,  
Phys.Rev.**B46**,13303 (1992).
- [8] T.Ando,J.Phys.Soc.Jpn.**53**,3126 (1984).
- [9] T.Ando,Phys.Rev.**B40**,5325 (1989).
- [10] T.Okamoto, Y.Shinohara,and S.Kawaji (in preparation).
- [11] I.Glozman, C.E.Johnson,and H.W.Jiang,Rhys.Rev.Lett.**74**,594 (1995).